

ПРИМЕНЕНИЕ СОСТАВНОГО РЕЗОНАТОРА ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧНОСТИ ПКГ С ЭЛЕКТРОННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Ю. А. Быковский, И. Г. Гончаров и А. Ф. Узкий

В работе исследуется влияние составного резонатора на спектр излучения ПКГ на GaAs в режиме генерации. Показано, что в системе могут существовать поперечные типы колебаний, распространяющиеся под определенными углами. Получен одномодовый режим на образцах GaAs в схеме поперечного возбуждения электронным пучком путем ограничения возбуждаемого канала при превышениях накачки над порогом до 20%.

К настоящему времени известно [1] получение одномодового режима для полупроводникового квантового генератора (ПКГ) с ЭВ в схеме излучающего зеркала при энергии возбуждающих электронов 190 кэВ. Для электронов с энергией 50 кэВ такая схема не применима и возбуждение осуществляется через поверхность, перпендикулярную зеркалам резонатора. При поперечном возбуждении высокая плотность и неоднородность тока накачки приводят к тому, что генерация происходит в многомодовом режиме и сопровождается разогревом образца в течение импульса и возникновением отдельных каналов. Применение внешнего резонатора, параметры которого не зависят от температуры (при одновременном сужении возбуждаемой области) позволило бы стабилизировать частоту ПКГ и улучшить его монохроматичность. В настоящей работе рассмотрены эти способы на примере ПКГ на GaAs с поперечным возбуждением электронами с энергией 50 кэВ.

Опыты велись на установке для электронного возбуждения ПКГ, работающей в импульсном режиме со следующими параметрами электронного пучка: плотность тока накачки до 20 а/см^2 , длительность импульса тока $\sim 100 \text{ нсек.}$, частота следования импульсов 20 гц. Образцы представляли собой монокристаллы GaAs *n*-типа, легированные Te, с концентрацией $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, сколотые по четырем направлениям. Измерения производились при температуре около 100° К. Возбуждаемая область ограничивалась прямоугольной диафрагмой шириной 200 мкм. Составной резонатор был образован двумя кристаллами с параллельными гранями, установленными параллельно друг другу с небольшим зазором в $\sim 30 \text{ мкм}$ (рис. 1, а). Перемещая диафрагму, можно было делать активным элементом один из кристаллов. В этом случае генерация возникала в сложном интерферометре Фабри—Перо, образованном гранью невозбуждаемого кристалла, вакуумным промежутком и гранями активного кристалла. В обыч-

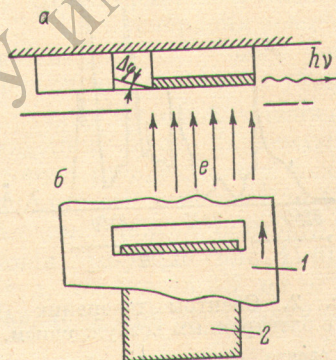


Рис. 1. Схема возбуждения образца с составным резонатором (а) и схема выделения узкого канала генерации диафрагмой (б).

1 — диафрагма, 2 — образец. Возбуждающие электроны движутся в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка.

ном интерферометре расстояние между аксиальными модами при длине интерферометра $l=0.8$ мм составляет с учетом дисперсии коэффициента преломления $\sim 0.8 \text{ \AA}$, однако из-за разогрева моды спектра излучения, снятого на спектрометре ДФС-12 с помощью импульсного синхронного детектора, не разрешаются и спектр представляет собой широкую линию $\sim 40 \text{ \AA}$ (рис. 2, а). При использовании составного интерферометра спектр излучения существенно упрощается (рис. 2, б). Однако расстояние между

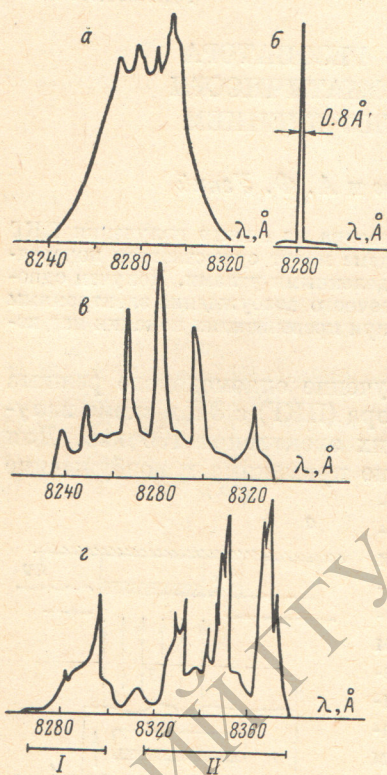


Рис. 2. Спектры генерации ПКГ с электронным возбуждением.

а — спектр однородного образца; б — спектр, полученный при выделении диафрагмой узкого возбуждаемого канала; в — спектр образца с составным резонатором; г — спектр четырехстороннего образца при однородном возбуждении $j=1.2+1.5 \text{ а/см}^2$.

с возбуждением неосевых мод. Вертикальная диаграмма направленности в этом случае со стороны активного кристалла имела ряд лепестков, отклоненных от нормали (рис. 3, а). Такой режим устанавливался при некоторых пределах изменения тока накачки, когда отражение на торцах активного кристалла не обеспечивало необходимой для генерации обратной связи и генерация могла возникать за счет дополнительного отражения от интерферометра Фабри—Перо с вакуумным промежутком. Коэффициент отражения для параллельного монохроматического пучка света, падающего под углом $\varphi=0$ к нормали, зависит от расстояния между зеркалами и может быть больше и меньше r , где r — энергетический коэффициент отражения каждого зеркала. Полный коэффициент отражения $R=R_{\max}=4r/(1+r)^2$, когда оптическая длина интерферометра кратна $\lambda/4$, и $R=R_{\min}=0$, когда длина кратна $\lambda/2$. В нашем случае $R_{\max}=0.7$, а ширина интерференционного максимума составляла $\approx 80 \text{ \AA}$.

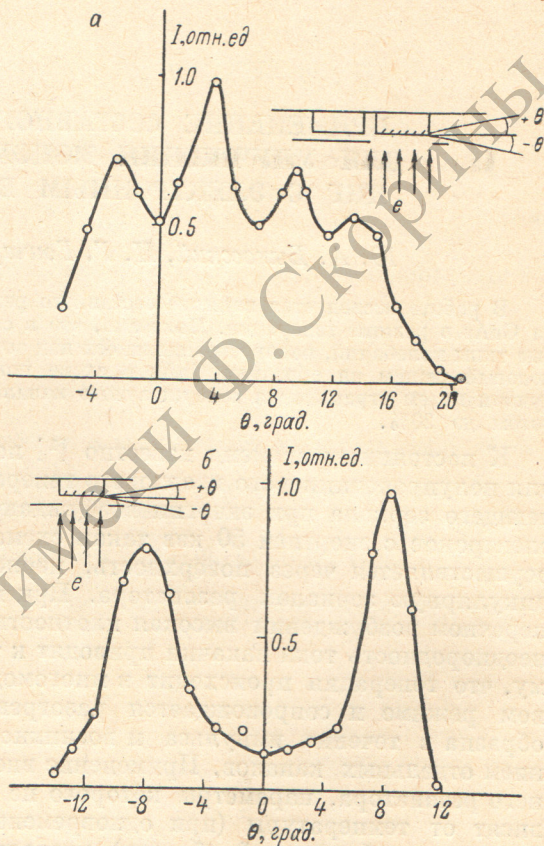


Рис. 3. Диаграмма направленности излучения образца с составным резонатором (а) и четырехстороннего образца (б).

модами, как оказывается, не соответствует расстоянию между собственными частотами ни для одного из резонаторов, что связано, по-видимому,

Добротность пассивного интерферометра изменяется вдвое при изменении угла падения или расходимости светового пучка на угол коллимации $\varphi_{1/2}$ [2]; $\varphi_{1/2} = \sqrt{\frac{1-r}{2\pi\sqrt{r}} \left(\frac{\lambda}{b}\right)} \simeq 0.29$ при $b = 20$ мкм. Если расстояние между кристаллами задано, то условию резонанса удовлетворяют и те длины волн, которые распространяются под углом к оси резонатора в пределах $\varphi < \varphi_{1/2}$. Для оценки величины этих углов, дифференцируя равенство, выражающее условие резонанса $nb = m(\lambda/2) \cos \varphi$ по λ и m , получим

$$d\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial\lambda} d\lambda + \frac{\partial\varphi}{\partial m} dm = \operatorname{ctg} \varphi \left(\frac{n'}{n} \frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{dm}{m} \right),$$

где m — порядок интерференции, $n' = n [1 - (dn/d\lambda)(\lambda/n)]$. Учитывая, что для вакуумного промежутка $n' = n$, а для малых углов $\operatorname{ctg} \varphi \simeq 1/\varphi$, запишем соотношение между разностью длин волн, имеющих одинаковый порядок интерференции m , и распространяющимися под различными углами $\Delta\varphi \simeq \sqrt{\Delta\lambda/\lambda}$.

Оценка дает величину угла $\Delta\varphi \simeq 3^\circ$ для неосевых мод, имеющих разность длин волн $\Delta\lambda = 20$ Å, что хорошо согласуется с опытом. Учитывая наблюдающуюся угловую дисперсию выходящего излучения в сложном резонаторе, можно было с помощью диафрагмы выделять одну моду. Однако одномодовый режим получался и в простом резонаторе, когда генерация возникала в одном канале при ограничении ширины возбуждаемой области. В этом случае использовались образцы, имеющие четырехсторонний резонатор размером 0.5×0.5 мм². При однородном возбуждении порог достигался при значениях плотности тока $0.8 \div 1$ а/см² и генерация возникла одновременно в нескольких модах, на длинноволновом крыле линии спонтанного излучения (рис. 2, а $\lambda = 8350 \div 8370$). При ширине возбуждаемой области 200 мкм и плотности тока накачки $1.2 \div 1.5$ а генерация возникла одновременно на кольцевых и на аксиальных модах резонатора Фабри—Перо, образующих коротковолновую группу мод в области длин волн $8280 \div 8300$ Å (рис. 2, б). В диаграмме направленности наблюдалось два лепестка, соответствующих этим группам мод (рис. 3, б). Максимум, отклоненный в сторону поверхности, через которую производилось возбуждение, принадлежит кольцевым модам, а максимум, отклоненный на 4° по другую сторону от нормали, — продольным модам. Сдвигая диафрагму к краю образца, можно было выделить узкий канал генерации (рис. 1, б). При этом максимум диаграммы направленности, отклоненный на 4° , оставался и наблюдался одномодовый режим генерации при превышениях над порогом не менее 20% (рис. 2, б).

В заключение авторы выражают благодарность В. В. Никитину за ценные замечания, высказанные при обсуждении работы, и Ю. П. Захарову за приготовление образцов.

Литература

- [1] О. В. Богданкевич, Б. И. Васильев, А. С. Насибов, А. Н. Печенов, К. П. Федосеев. ФТП, 1, 29, 1970.
 [2] Г. В. Розенберг. Оптика тонкослойных покрытий. М., 1968.

Поступило в Редакцию 25 марта 1971 г.